

С.346.55

К- 93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-1763



В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков,  
И.В. Чувило, А.И. Шкловская

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ДВА СЛУЧАЯ РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА  
 $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$

ЯФ, 1965, т 1, в 2, с 277-282.

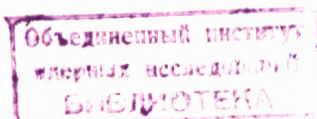
1964

P-1783

2692/1, 48  
В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков,  
И.В. Чувилло, А.И. Шкловская

ДВА СЛУЧАЯ РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА  
 $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$

Направлено в "Журнал ядерной физики"



Для исследования распадных свойств остановившихся  $K^+$ -мезонов нами были просмотрены фотографии, полученные при облучении ксеноновой пузырьковой камеры ЛЭО ОИЯИ<sup>/1/</sup> с размерами 17,4 x 28,0 x 55,0 см<sup>3</sup> в пучке  $K^+$ -мезонов с импульсом 470 Мэв/с.

Поскольку главной целью работы было изучение характеристик трехчастичных лептонных распадов  $K$ -мезонов, идущих по схемам

$$K_{\pi_3}^+ \rightarrow \pi^0 e^+ (\mu^+) \nu, \quad (1)$$

то отбирались случаи остановок  $K^+$ -мезонов, в которых эмиссия одной заряженной частицы сопровождалась еще и эмиссией одного и более  $\gamma$ -квантов. Не считая моды распада (1),  $\gamma$ -кванты должны появляться еще и в  $K_{\pi_2}$ - и  $K_{\pi_1}$ -модах распада  $K^+$ -мезона

$$K_{\pi_2}^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0, \quad (2)$$

$$K_{\pi_1}^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0. \quad (3)$$

Нами были зафиксированы события остановок  $K^+$ -мезонов, сопровождавшиеся конверсией в рабочем объеме камеры от одного до четырех  $\gamma$ -квантов. При этом были проанализированы параметры треков заряженных частиц - продуктов распада  $K^+$ -мезонов. Среди событий  $K^+$ -распадов, сопровождавшихся конверсией трех  $\gamma$ -квантов, были обнаружены два события, характеризующиеся "аномальными" параметрами треков частиц-продуктов распада. Фотографии этих событий приведены на рис. 1 и 2. Из изложенных ниже соображений будет следовать, что наиболее вероятной трактовкой зафиксированных событий является их трактовка как наблюдения радиационных распадов  $K^+$ -мезонов по схеме

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0 + \gamma, \quad (4)$$

причем заряженные продукты распадов в этих событиях интерпретируются как  $\pi^+$ -мезоны. Результаты измерений различных характеристик событий приведены в таблицах 1 и 2, где также даны необходимые характеристики распадов  $K^+$ -мезонов по схемам (2) и (3).

Кроме того, нами были проведены измерения параметров многократного рассеяния треков первичных распавшихся частиц. Для этого был использован метод ячейки переменной длины<sup>/2/</sup>, когда выбор величины ячейки и закон ее изменения вытекают из

предположения об остановке частицы, что дает возможность измерить массу остановившейся частицы. Измерения дали следующие величины масс первичных частиц:

Случай № 1:  $m_0 = (548 \pm 68) \text{ Мэв}$ ,

случай № 2:  $m_0 = (524 \pm 45) \text{ Мэв}$ .

Очевидно, что в пределах ошибок измерений массы первичных частиц соответствуют массе заряженного  $K^-$ -мезона. В то же время имеется систематическое завышение экспериментально измеренных значений  $m_0$  по сравнению с массой  $K^{*+}$ -мезона. Это свидетельствует либо о наличии систематической ошибки в методе измерения  $m_0$ , либо о том, что мы имеем дело с распадами медленных  $K^{*+}$ -мезонов на лету. Поскольку, однако, завышение не выходит за пределы ошибок измерений, то с большой степенью достоверности можно считать, что в зафиксированных событиях мы имеем дело с практически остановившимися  $K^{*+}$ -мезонами.

Основываясь на вышеперечисленных данных, проведем теперь, выдвигая различные гипотезы, подробный анализ событий. Там, где мы увидим, что определенная ситуация не выполняется даже при неучете кинетических энергий вторичных частиц, мы не будем давать полного расчета баланса энергий, приводя лишь минимальные значения величин.

#### 1. Событие № 1

1)  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$  случайный  $\gamma$ -квант или  $K^{*+} \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+$  в покое.

Оба эти распада (если  $K^{*+}$ -мезон распадается в покое) сразу исключаются в пределах двух ошибок измерений при сравнении величины энергии  $\pi^+$ -мезона с энергиями  $\pi^+$ -мезона из  $K_{\pi 2}^{*+}$ -распада и  $\rho^+$ -распада (таблица 1).

2)  $K^{*+} \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ -распад на лету

Поскольку  $\pi^+$ -мезон вылетает назад ( $\cos \theta^+ = 0,96$ ), то для данной геометрии не существует физической области энергий  $K^{*+}$ -мезона, при распаде которого получился бы  $\pi^+$ -мезон с  $T_{\pi^+}^{\text{kin}} = 97,4 \text{ Мэв}$  (и вообще с любой энергией  $T_{\pi^+} > T_{\pi^+}^{\text{max}}$  при распаде в покое).

3)  $K_{\pi 2}$ -распад на лету + случайный  $\gamma$ -квант или  $K_{\mu 2}^{*+} \rightarrow \mu^+ \pi^0 \nu + \gamma$   
+ случайный  $\gamma$ -квант

Здесь положение намного сложнее, так как наличие у  $K^{*+}$ -мезона ненулевого импульса создает ситуацию, абсолютно тождественную распаду в покое на три или большее число частиц, то есть в том случае, если  $\pi^+$ -мезон летит "назад" и имеет импульс, меньший импульса  $\pi^+$ -мезона из  $K_{\pi 2}$ -распада в покое, всегда можно подобрать для  $K^{*+}$ -мезона такой импульс, который даст хорошее согласие с кинема-

тикой. В случае № 1 такой импульс равен  $31 \pm 6$  Мэв/с. То же самое и для  $K_{\mu\pi}$ -распада. Всегда можно "найти" нейтрино, которое удовлетворит условиям данной конфигурации (в нашем случае  $E_\nu = 52$  Мэв, и оно должно было бы вылетать по направлению, близкому к направлению вылета "лишнего"  $\gamma$ -кванта).

Единственный критерий, который может быть здесь использован, это то, что расчет вероятности наличия случайного  $\gamma$ -кванта дает величину  $p \leq 10^{-6}$ .

$$4) \quad \begin{array}{l} \pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \\ K^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + K_L^0 + \pi^0 + \pi^0. \end{array}$$

Расчеты дают для этих реакций минимальные значения импульсов  $P_{\pi^+} = 691$  Мэв/с,  $P_{K^+} = 774$  Мэв/с. Полученные значения импульса первичной частицы, если она  $K^+$ -мезон, за пределами ошибок не совпадают с известным импульсом частиц первичного пучка, который равен  $(470 \pm 50)$  Мэв/с. Кроме того,  $\pi^+$ -мезон исключается данными измерений массы первичной частицы, которые дали значение  $m_0 = (548 \pm 68)$  Мэв.

$$5) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$$

Рассмотрим теперь рабочую гипотезу радиационного распада  $K^+$ -мезона. Из вычисленных эффективных масс  $\pi^0$ -мезона комбинация  $m_{1,2} = 90 \pm 20$  Мэв на две ошибки измерений отличается от массы  $m_{\pi^0}$ , комбинация  $m_{1,3} \geq 173 \pm 35$  не может реализоваться, так как из кинематики распада  $\pi^0$ -мезона, составленного из  $\gamma_1$  и  $\gamma_3$ , получаем энергию  $\gamma_3$ -кванта  $80 \pm 18$  Мэв, в то время как видимое энерговыделение в  $\gamma_3$  равно  $130 \pm 26$  Мэв. Остается комбинация  $m_{2,3} \geq 127 \pm 26$  Мэв, которая с хорошей точностью совпадает с  $m_{\pi^0}$ . Энергия  $\gamma_3$ -кванта, вычисленная из кинематики распада  $\pi^0$ -мезона, получается равной  $147 \pm 32$  Мэв.

Теперь мы имеем возможность составить балансы энергий и импульсов. Для  $\sum \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{\pi^+} = \vec{\ell}$  имеем для всех осей координат:

$$\begin{aligned} \ell_x &= 9,1 \pm 27,8 \text{ Мэв/с}, \\ \ell_y &= 15,8 \pm 27,5 \text{ Мэв/с}, \\ \ell_z &= -27,8 \pm 20,5 \text{ Мэв/с}, \\ |\vec{\ell}| &= 33,2 \begin{smallmatrix} +44,1 \\ -33,2 \end{smallmatrix} \text{ Мэв/с}. \end{aligned}$$

Видим, что в пределах ошибки  $\sum \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{\pi^+} = 0$ . Баланс полных энергий для распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  в покое равен:

$$m_K - \sum E_\gamma - E_{\pi^+} = -49,5 \pm 40,0 \text{ Мэв},$$

что не противоречит условию  $\sum E_i = 0$ .

1)  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \text{случайный } \gamma\text{-квант}$

В этом случае  $\pi^+$ -мезон уходит из камеры, и по пробегу видимой части трека мы не можем исключить возможность  $K_{\pi 2}^+$ -распада. Обратимся к  $\gamma$ -квантам. В пределах ошибок измерений  $\pi^0$ -мезон можно сконструировать из  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , что дает  $m_{1,2} = 128 \pm 25$  Мэв, из  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  с  $m_{2,3} = 132 \pm 26$  Мэв. Энергия  $\pi^0$ -мезона из  $K_{\pi 2}^+$ -распада равна  $E_{\pi 0} = 245,7$  Мэв. Тогда  $E_{1,2} = 193 \pm 28$  Мэв,  $E_{2,3} = 146 \pm 21$  Мэв. Комбинация  $m_{2,3}(E_{2,3})$  легко исключается, так как  $E_{2,3}$  отличается от  $E_{\pi 0}$  больше чем на три ошибки. Энергия  $E_{1,2}$  отличается от  $E_{\pi 0}$  примерно на две ошибки, поэтому привлечем сюда еще требования баланса импульсов. Если это  $K_{\pi 2}^+$ -распад, то  $P_{\pi^+} = 205,3$  Мэв/с. Тогда  $\vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi 0} = 87,2 \pm 27,3$ , что тоже в пределах двух ошибок измерений дает  $\Sigma P_i \neq 0$ . Напомним еще, что вероятность случайного совпадения 3-го  $\gamma$ -кванта равна  $10^{-6}$ .

2)  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$  в покое

Из данных, приведенных в таблице II, видно, что за пределы почти двух ошибок измерений экспериментальные данные для  $\pi^+$ -мезона не согласуются с величинами, характерными для  $K^+$ -распада.

Проверим следующую гипотезу. Случай 2:  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$  - распад с  $\pi^+$ -мезоном максимальной энергии, четвертый  $\gamma$ -квант не конвертировал в камере, а величина пробега  $\pi^+$ -мезона больше среднего значения максимально возможного пробега на два стандартных отклонения. Используя теоретический спектр по энергиям  $\pi^+$ -мезонов из  $K^+$ -распада, получим оценку для вероятности такого распада:

$$\omega_{K^+} < 5 \cdot 10^{-4}.$$

Учет частоты  $K^+$ -распада по каналу  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$  дает для полной вероятности данного события величину

$$W_{K^+} < 8 \cdot 10^{-6}.$$

3)  $K_{\pi 2}^+ - \text{распад на } \text{лету} + \text{случайный } \gamma\text{-квант, } K_{\mu 3}^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu$

Как и для первого случая, здесь всегда можно подобрать импульс  $K^+$ -мезона, такой, что будет хорошо описана кинематика распада. Эти варианты могут осуществляться, и единственное, что мы можем сказать, что вероятность этих процессов  $\leq 10^{-6}$ .

4)  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$  на лету

Как и в первом случае, энергия  $\pi^+$ -мезона больше максимально возможной из  $K^+$ -распада в покое ( $T_{\text{мин}} \geq 59,6 \pm 3,7$  Мэв), а направление вылета  $\pi^+$ -мезона с направлением движения  $K^+$ -мезона составляет  $\cos K^+ \hat{n} = -0,813$ . Легко доказать, что такая конфигурация не осуществима для любых значений импульсов первичного  $K^+$ -мезона.

5) Аналогичные, как и для первого случая, расчеты дают величины минимальных импульсов  $\pi^-$ -мезона и  $K^+$ -мезона в реакциях

$$\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^0 + \pi^0,$$

и

$$K^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + K^0,$$

соответственно

$$P_{\pi^+ \min} = 557 \text{ Мэв/с},$$

$$P_{K^+ \min} = 614 \text{ Мэв/с}.$$

Этими данными рассматриваемая гипотеза исключается по таким же соображениям, как и для события № 1.

6)  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$

Для доказательства возможности радиационного распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  нам нет необходимости исследовать вопрос о том, какие из двух  $\gamma$ -квантов являются продуктами распада  $\pi^0$ -мезона. Это интересно лишь с точки зрения спектров вторичных частиц. Отметим, однако, что из некоторых соображений предпочтительнее оказывается комбинация  $m_{2,3} = 132 \pm 26 \text{ Мэв}$ .

Итак, из предположения о том, что имеет место распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  в покое, можно вычислить энергию  $\pi^+$ -мезона. Она оказывается равной  $E_{\pi^+ \text{ полная}} = 227^{+32}_{-24} \text{ Мэв}$  ( $T_{\text{кин}} = 87 \text{ Мэв}$ ). Используя это значение энергии, составляем баланс импульсов:

$$l_x = 15,8 \pm 28,0 \text{ Мэв/с},$$

$$l_y = 0,8 \pm 31,7 \text{ Мэв/с},$$

$$l_z = 29,3 \pm 30,6 \text{ Мэв/с},$$

$$|\vec{l}| = 33,3^{+52,6}_{-33,3} \text{ Мэв/с}.$$

Видим, что в пределах ошибок  $\Sigma P_i^* = 0$  в соответствии с требованием, вытекающим из кинематики этой схемы распада  $K^+$ -мезона.

Таким образом, из сопоставления экспериментально полученных характеристик рассматриваемых событий с ожидаемыми на основе различных гипотез следуют следующие выводы.

1. Наиболее вероятно, что это есть события распадов остановившихся  $K^+$ -мезонов, хотя и не исключен их распад на лету с кинетической энергией малой величины.
2. Траектория их  $K_{\text{р.}}$ -моды распада как в покое, так и на лету, исключается.
3. Возможность трактовки этих событий как наблюдения реакций

$$\begin{aligned} \pi^+ + p &\rightarrow p + \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \\ &\quad \quad \quad \gamma + \gamma \quad \quad \gamma + \gamma \\ K^+ + p &\rightarrow p + \pi^+ + K^0 + \pi^0 \\ &\quad \quad \quad \gamma + \gamma \quad \gamma + \gamma \end{aligned}$$

также исключается.

4. Возможно, что это есть события распадов  $K^+$ -мезонов по схемам  $K_{\pi 2}^+$  на лету или  $K_{\mu 3}^+$  со случайным наложением третьего  $\gamma$ -кванта, "смотрящего" в точку распада  $K^+$ -мезона. Однако вероятность такого случайного наложения оценивается ничтожно малой величиной, меньшей  $10^{-6}$ .

5. Наиболее вероятно, что зафиксированные события есть случай радиационных распадов остановившихся  $K^+$ -мезонов по схеме

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma. \quad (4)$$

До сих пор в печати упоминались только три случая "аномальных" распадов  $K^+$ -мезонов, зафиксированных в фотоэмульсиях<sup>/3,4,5/</sup>. Первые два случая характеризовались<sup>/1,2/</sup> практически равными кинетическими энергиями  $\pi^+$ -мезонов соответственно  $(80 \pm 1)$  Мэв и  $(61,7 \pm 1,5)$  Мэв. Это обстоятельство послужило отправным фактом для постулирования гипотезы о возможном существовании моды распада  $K^+$ -мезона по схеме

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \chi^0, \quad (5)$$

где масса  $\chi^0$ -частицы оценивалась величиной 250 Мэв. Обнаружение третьего события "аномального"  $K^+$ -распада, в котором энергия  $\pi^+$ -мезона оказалась равной  $(79 \pm 1,5)$  Мэв, поколебало веру в возможность существования схемы (5)  $K^+$ -распада.

Если в зафиксированных нами двух событиях частицы - продукты распада являются  $\pi^+$ -мезонами, то их кинетические энергии равны соответственно  $(97,4 \pm 4,7)$  Мэв и  $87,0_{-24}^{+32}$  Мэв, и это окончательно позволяет отбросить гипотезу о возможном существовании  $\chi^0$ -частицы с массой 250 Мэв и канала распада  $K^+$ -мезона по схеме (5). В принципе возможность  $K^+$ -распада по схеме (5) остается, поскольку существование нейтральной частицы-бозона с массой, заключенной между  $m_\pi$  и  $2m_\pi$  и могущей при спине и четности  $J^{PG} = 0^{\pm}$  - распадаться на три  $\gamma$ -кванта, допускается законами сохранения<sup>/8/</sup>. Однако указанные нами первые три случая зафиксированы в фотоэмульсиях, и о свойствах нейтральной компоненты в этих событиях ниче о сказать нельзя.

Описанные нами два случая  $K^+$ -распадов<sup>\*</sup> сопровождаются эмиссией трех  $\gamma$ -квантов, однако кинетические энергии заряженных частиц-продуктов распада заметно различаются, что исключает их интерпретацию как двухчастичных распадов  $K^+$ -мезонов.



Если все-таки и допустить существование схемы (5) распада  $K^+$ -мезона, то ее вероятность оценивается величиной, меньшей чем  $10^{-4}$ .

На основе известных нам данных об ансамбле  $K^+$ -мезонов, зафиксированных в данной работе, мы оцениваем вероятность радиационного распада  $K^+$ -мезона по схеме (4) величиной, равной  $4,4 \cdot 10^{-4}$ . Это значение вероятности вполне соответствует его значению, оцененному на основе ранее зафиксированных событий аналогичного типа, которое было найдено<sup>/5/</sup> равным  $8 \cdot 10^{-4}$ .

Проблема радиационного распада  $K^+$ -мезона по схеме (4) связана с рядом интересных аспектов распадных свойств  $K^+$ -мезонов. Известно, что  $K^+_{\pi 2}$ -распад запрещен согласно правилу  $\Delta I = 1/2$  для процессов, идущих за счет слабых взаимодействий. Однако его вероятность велика, и это объясняется тем, что  $K^+_{\pi 2}$ -распад происходит за счет электромагнитных взаимодействий, амплитуда которых получается за счет электромагнитных поправок порядка  $e^2$ . В то же время амплитуда распада (4), происходящего за счет прямого излучения  $\gamma$ -кванта, должна быть порядка первой степени  $e$ , что приводит к заключению<sup>/7/</sup> о возможной сравнимости вероятностей распадов по схемам (2) и (4), что не наблюдается на опыте. Более строгие оценки показывают<sup>/8,9/</sup>, что в распаде (4) имеют место правила отбора, которые подавляют вероятность этой моды  $K^+$ -распада. Вообще говоря, амплитуда распада (4) определяется членом за счет прямого излучения  $\gamma$ -кванта, членом за счет тормозного излучения и интерференционным членом этих двух процессов. При этом практически нет возможности оценить эффект прямого излучения, а также неизвестен знак интерференционного члена. На основе механизма внутреннего тормозного излучения вероятность распада по схеме (4) оценивается величиной  $1,3 \cdot 10^{-4}$  в интервале энергий  $\pi^+$ -мезонов от 53 Мэв до максимально возможной 108 Мэв. Как видно, экспериментальные данные вполне согласуются с этой величиной, что означает, что нет необходимости предполагать наличие значительного вклада в процесс (4) от механизма прямого взаимодействия. Возможный механизм этого эффекта был недавно рассмотрен в работе<sup>/10/</sup>.

В заключение мы хотели бы выразить глубокую благодарность персоналу синхрофазотропа ЛБЭ ОИИИ за обеспечение возможности провести данную работу, а также эксплуатационному персоналу ксеноновой пузырьковой камеры за получение фотографий и проведенные измерения. Мы благодарны также акад. В.И. Векслеру за содействие в проведении работы, постоянное внимание к ней и интересные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. T.Kanarek et al, Int. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959, p. 508.
2. A.P.Karatsupa et, al, Int. Conf. on Instrument for High Energy Physics, Berkely, California, p. 113, 1960.
3. O.Harris, J.Lee, J.Orear and S.Taylor, Phys. Rev., 108, 1561 (1957).
4. D.J.Prowse and D.Evans, Nuovo Cimento, 8, 856 (1958).
5. D.Monti, G.Ouareni and A.Ouareni Vignudelli, Nuovo Cim., 21, 550 (1961).
6. В.Гришин, Г.Копылов, Препринт ОИЯИ, Р-1750, Дубна, 1964.
7. M.Gell-Mann, Nuovo Cim., 5, 758 (1957).
8. Y.D.Good, Phys. Rev., 113, 352 (1959).
9. N.Cabibbo and R.Gatto, Phys. Rev. Lett., 5, 382 (1960).
10. S.V.Pepper and Y.Veda, Preprint of the University of Rochester UR-875-30 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июля 1964 г.

Т а б л и ц а I

Тип и номер случая	Кинетическая энергия заряженной вторичной частицы (МэВ)	Пробег в ксеноновой камере (мм)	Энергия $\gamma$ -квантов (МэВ)	Средний угол разлета двух $\gamma$ -квантов	$\cos \phi_{1,2}$	$\cos \phi_{2,3}$
N1 $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$	97,4 $\pm$ 4,7	220,3 $\pm$ 4,4	67 $\pm$ 13	92 $\pm$ 19	> 130 $\pm$ 26 (147 $\pm$ 32) $^\circ$	0,3358 $\pm$ 0,0174
N2 $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$	$\geq 59,6 \pm 3,7$	$\geq 105,6 \pm 2,1$	121 $\pm$ 24	72 $\pm$ 14	74 $\pm$ 15	-0,7180 $\pm$ 0,0045
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	108,7	247,7	20,2 $\pm$ 22,5	20,2 $\pm$ 22,5	74 $\pm$ 15	0,6427 $\pm$ 0,0028
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	53,3	85	29 $\pm$ 160	29 $\pm$ 160	29 $\pm$ 160	0,6468 $\pm$ 0,0021
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	53,3	85	29 $\pm$ 160	29 $\pm$ 160	29 $\pm$ 160	-

х) Энергия  $\gamma$ -кванта 3, равная 147 $\pm$ 32 МэВ, получена из кинематики распада  $\pi^0$ -мезона, составленного из 2-го и 3-го  $\gamma$ -квантов.

Т а б л и ц а П

Тип и номер случая	Эффективные массы, состав- ленные по парам $\gamma$ -квантов (Мэв)			Полные энергии $\pi^0$ -мезонов, составленных по парам $\gamma$ -квантов (Мэв)			Баланс полных энергий для распада в по- кое (Мэв)	Баланс импуль- сов для распа- да в покое (Мэв/с)
	$m_{1,2}$	$m_{1,3}$	$m_{2,3}$	$E_{1,2}$	$E_{1,3}$	$E_{2,3}$		
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$	$90 \pm 20$	$\geq 173 \pm 35$	$127 \pm 26$	$159 \pm 23$	$214 \pm 28$	$239 \pm 32$	$-49,5 \pm 40$	$33,2^{+44,1}_{-33,2}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$	$128 \pm 25$	$80 \pm 16$	$132 \pm 26$	$193 \pm 28$	$195 \pm 28$	$146 \pm 21$	-	$33,3^{+52,6}_{-33,3}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	135	нет	нет	245,7	нет	нет	0	0
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	135	-	-	189,1	-	-	0	0

Рис. 1. Случай № 1.





Рис. 2. Случай № 2.